



TITLE:

# 断面辺長比1および2の矩形断面におけるカルマン渦と自励空気力の関係に関する研究

AUTHOR(S):

八木, 知己; 白土, 博通; 中瀬, 友之; 成田, 周平

---

CITATION:

八木, 知己...[et al]. 断面辺長比1および2の矩形断面におけるカルマン渦と自励空気力の関係に関する研究. JWE : 日本風工学会誌 : Journal of Wind Engineering 2009, 119: 165-166

ISSUE DATE:

2009-04

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/153388>

RIGHT:

日本風工学会

# 断面辺長比 1 および 2 の矩形断面におけるカルマン渦と自励空気力の関係に関する研究

Properties of Karman Vortex and Motion-induced Aerodynamic Forces on Rectangular Cylinders with Side Ratios of 1 and 2

○八木 知己<sup>1)</sup> 白土 博通<sup>2)</sup> 中瀬 友之<sup>3)</sup> 成田 周平<sup>4)</sup>  
Tomomi YAGI<sup>1)</sup> Hiromichi SHIRATO<sup>2)</sup> Tomoyuki NAKASE<sup>3)</sup> Shuhei NARITA<sup>4)</sup>

## 1. はじめに

矩形断面に生じる風直角方向の空力振動現象には、ギャロッピングと渦励振がある。ギャロッピングは断面辺長比  $B/D=0.7\sim 2.8$  程度において発生し、渦励振には無次元風速  $1/S_i$  ( $S_i$ : ストロハル数) で発現するカルマン渦励振と、 $B/D=2\sim 6$  付近の断面において無次元風速  $1.67B/D$  で発現する自己励起渦型渦励振<sup>1)</sup>とに分類できることが知られている。ただし、 $B/D=2.8\sim 6$  の断面では、 $S_i$  数と  $0.6D/B$  がほぼ一致している。一般に、高風速ギャロッピングは、カルマン渦励振の風速域の高風速側で連続して発現することが知られているが、カルマン渦と自励空気力の関係は未解明な点が多い。松本<sup>2)</sup>はカルマン渦が抑制された際のギャロッピング不安定性について検討し、両者の関係を考察している。本研究では、比較的カルマン渦が強く放出される  $B/D=1$  矩形断面及び、自己励起渦型渦励振が発現し、カルマン渦強度の弱い  $B/D=2$  矩形断面を対象に、振幅依存性を考慮した非定常空気力測定実験を行い、カルマン渦と自励空気力の関係を考察した。

## 2. 実験概要

本研究では、幅  $B=150[\text{mm}]$ 、高さ  $D=150[\text{mm}]$  の 2 次元  $B/D=1$  矩形断面及び  $B=150[\text{mm}]$ 、 $D=300[\text{mm}]$  の 2 次元  $B/D=2$  矩形断面を用いて、鉛直強制加振中の非定常空気力を測定した。また、振幅依存性を調査するために、強制加振振幅は  $2\eta/D=0.00625, 0.0125, 0.025, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$  と変化させ、強制加振振動数  $f_0=2.0[\text{Hz}]$  とした。特に、カルマン渦の影響を調べるため、小振幅のケースを増やしている。なお、幾つかの測定ケースにおいて、カルマン渦を抑制する目的で、スプリッタープレート (主流方向長さ  $1800[\text{mm}]$ 、幅  $900[\text{mm}]$ ) を模型の  $15[\text{mm}]$  後流側、振動中心高さに水平に設置した。本研究で測定した非定常空気力 (揚力) の模型振動数成分は、以下の様に Scanlan<sup>3)</sup>により提案された非定常空気力係数  $H_1^*$  として表した。  $H_1^*$

は、空力減衰に対応し、正の値が負減衰、即ち空力的に不安定であることを示す。

$$H_1^* = -\frac{L_{\eta_0} \sin \Psi_{L_{\eta}}}{\rho b^2 \omega^2 \bar{\eta}} \quad \text{但し, } L_{\eta_0}, \bar{\eta}, \Psi_{L_{\eta}}, \rho, \omega, b$$

は、鉛直たわみ 1 自由度振動時の非定常揚力 (下向き正) の振幅  $[\text{N/m}]$ 、鉛直たわみ変位 (下向き正) の片振幅  $[\text{m}]$ 、鉛直たわみ変位に対する非定常揚力の位相遅れ、空気密度  $[\text{kg/m}^3]$ 、円振動数  $[\text{rad/sec.}]$ 、半弦長  $B/2 [\text{m}]$  である。また、準定常空気力との比較の意味で、静的空気力も別途測定し、揚力勾配  $dC_L/d\alpha$  (構造軸周り) を  $H_1^*$  へ換算した。  $St$  数は、静止断面に作用する揚力から特定した。

## 3. 非定常空気力特性

Fig.1 に、加振倍振幅  $2\eta/D=0.025$  のケースにおける両断面の  $H_1^*$  を示す。図中には、スプリッター板付の  $H_1^*$  並びに  $dC_L/d\alpha$  から求めた  $H_1^*$  もプロットした。中村等<sup>4)</sup>は、自由振動実験において、同様の空力減衰を求めているが、本実験の振幅  $2\eta/D=0.1\sim 0.2$  のケースと比較的性状が一致している。まず、 $B/D=1, 2$  矩形断面共、それぞれ無次元風速  $1.67B/D=1.67, 3.33$  付近で  $H_1^*$  が正の値をとっており、これは自己励起渦型渦励振に対応している。次に、ギャロッピング発現風速付近を見ると、 $B/D=1$  断面では、無次元風速  $1/S_i=7.38$  付近において、 $H_1^*$  の値が負から正へ急変していることが分かるが、 $B/D=2$  断面では、 $1/S_i=10.98$  付近絶対値の大きい負の値をとっており、カルマン渦励振発現風速域で

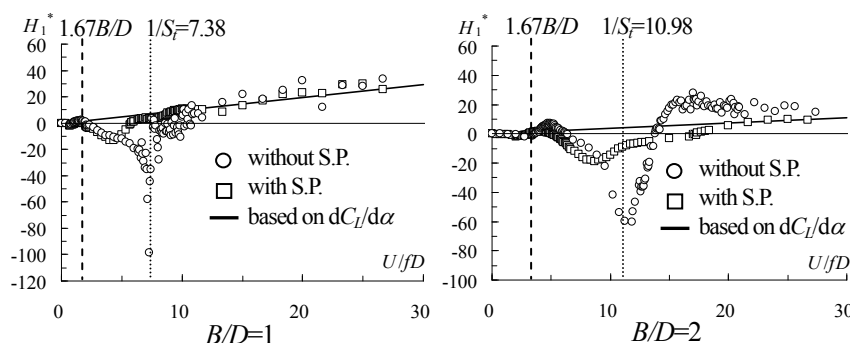


Figure 1 Aerodynamic derivative  $H_1^*$  of rectangular cylinders with and without splitter plate ( $2\eta/D=0.025$ , in smooth flow)

<sup>1)</sup> 京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻 助教 <sup>2)</sup> 京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻 教授  
Assistant Professor, Kyoto University Professor, Kyoto University  
<sup>3)</sup> 中部電力 (株) (研究当時京都大学大学院生) <sup>4)</sup> 京都大学大学院工学研究科 大学院生  
Chubu Electric Power Co., Inc. Graduate Student, Kyoto University

は空力的に安定化していることがわかる。スプリッター板を設置したケースでは、両断面共、準定常空気に接近する傾向を示しているが、ギャロッピング発現風速は  $B/D=1$  断面では下がり、 $B/D=2$  断面では上昇していることが判明した。前者の結果は、松本<sup>2)</sup>が指摘している様な、カルマン渦が抑制されたことによるギャロッピング不安定化に対応していると思われる。 $B/D=2$  断面については、一見カルマン渦によって不安定化しているような結果になっているが、詳細は後述する。Fig.2 に、両断面の風速-振幅- $H_1^*$  図を示す。但し、 $B/D=1$  断面のケースでは、無次元風速  $1/S_f$  付近の低振幅領域を拡大した図も掲載した。 $B/D=1$  断面では、非常に小さい振幅 ( $2\eta/D=0.025$  以下) でのみ、無次元風速  $1/S_f=7.38$  付近においてカルマン渦による励振力が確認できる。振幅  $2\eta/D=0.2\sim 0.3$ 、風速  $U/fD=8\sim 10$  付近においても、振幅依存性の強い励振力が見られるが、これは自励的な空気力と考えられ、カルマン渦励振は極めて小さい振幅域でしか存在しないものと考えられる。一方、 $B/D=2$  断面では、無次元風速  $1/S_f$  付近において、全ての振幅域で正の減衰力が強く働くことが判明した。次に、Fig.1 に示した  $B/D=2$  断面のケースにおける強制加振時非定常揚力の  $S_f$  数成分の標準偏差 (無次元) を Fig.3 に示す。但し、 $S_f$  数は静止断面で定義したものを使用した。また、慣性力を差し引いた強制加振周波数成分の平均振幅 (無次元) を Fig.4 に示す。Fig.3 より、無次元風速  $1/S_f$  付近でカルマン渦の放出が確認されるが、従来言われているカルマン渦励振は発現しない結果となった。Fig.4 より、揚力振幅は、所謂ロックイン現象により、 $1/S_f$  付近を最大に、ギャロッピング発現風速域まで幅広いピークを持っていることがわかり、スプリッター板を入れたケースでは、ピークが低風速側に移動すると共に、値が大幅に小さくなっていることから、ギャロッピングの発現には、渦が関与していることが示唆される。しかし、従来から言われているような単純なカルマン渦励振からギャロッピングへの移行とは考えられず、更なる検討が必要と思われる。

#### 4. 結論

$B/D=1$  矩形断面では、カルマン渦励振とギャロッピングが連続的に発生するため、ギャロッピング発現無次元風速は  $1/S_f$  となるが、本来のカルマン渦励振は、極めて低振幅域でのみ発生していると考えられる。また、 $B/D=2$  矩形断面では、カルマン渦励振が発生しないために、無次元風速は  $1/S_f$  より高風速域からギャロッピングが発現する結果となった。但し、ギャロッピングの発現には、渦が関与していることが明らかとなっており、より詳細に検討する必要がある。

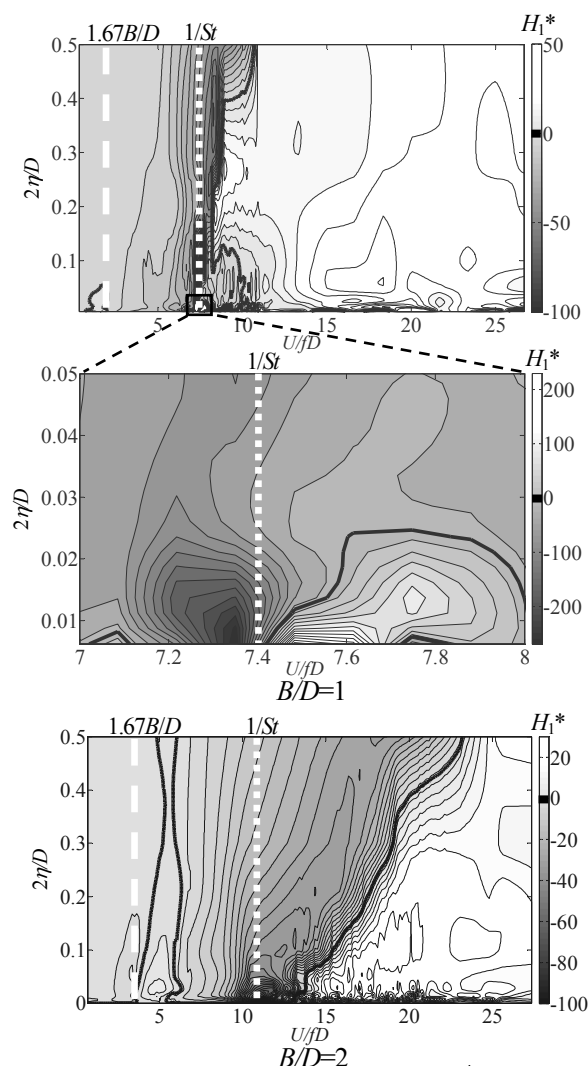


Figure 2 Wind velocity - amplitude -  $H_1^*$  diagrams (without splitter plate, in smooth flow)

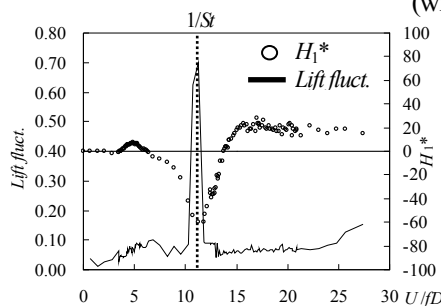


Figure 3 Karman vortex component of unsteady lift force of  $B/D=2$  cylinder (without splitter plate, in smooth flow)

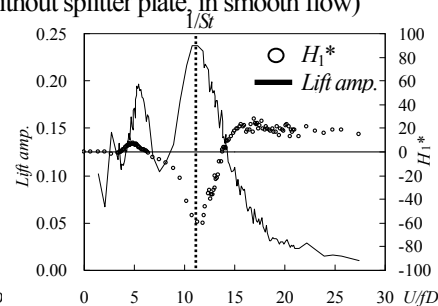


Figure 4 Vibrating frequency component of unsteady lift force of  $B/D=2$  cylinder (without splitter plate, in smooth flow)

参考文献 1) N. Shiraishi, M. Matsumoto: On classification of vortex-induced oscillation and its application for bridge structures, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.14, No.1-3, pp. 419-430, 1983. 2) R.H. Scanlan, J.J. Tomko: Airfoil and bridge deck flutter derivatives, Journal of Engineering Mechanics Division, Proc. ASCE., vol.97, EM6, pp.1717-1737, 1971. 3) M. Matsumoto, M. Hashimoto, T. Yagi, T. Nakase, K. Maeta: Study on the Role of Karman Vortex on Galloping of Bluff Bodies, Proc. of the 9th International Conference on Flow-Induced Vibration, Prague, pp.687-692, 2008. 4) Y. Nakamura, K. Hirata, T. Urabe: Galloping of rectangular cylinders in the presence of a splitter plate, Journal of Fluids and Structures Vol.5, pp.521-549, 1991.